

Ćwiczenie J11 - Pomiar widma energetycznego fragmentów rozszczepienia ^{236}U wywołanego neutronami termicznymi

27 lutego 2024

1 Przebieg ćwiczenia

1.1 Wstęp

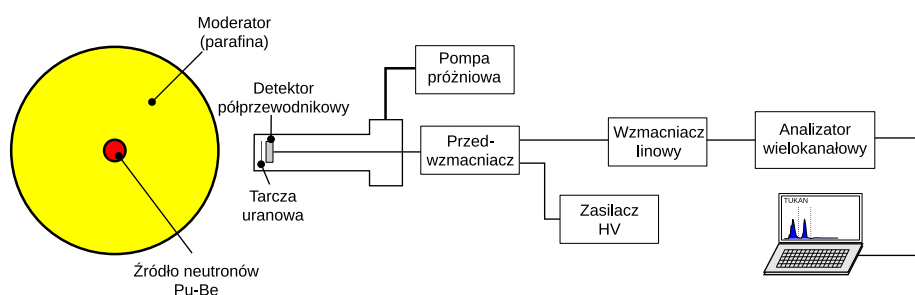
Zjawisko rozszczepienia jąder atomowych zostało odkryte w 1939 roku. Ze wszystkich zjawisk fizyki jądrowej, prawdopodobnie ma ono najszerszy wpływ na społeczeństwo jako całość. Badanie rozszczepienia są kontynuowane do dziś, nie tylko ze względu na praktyczne zastosowania, ale także z uwagi na badania podstawowe jako, że proces ten skupia w sobie wiele różnych aspektów fizyki jądrowej. Jednym z podstawowym parametrów opisu rozszczepienia jest rozkład energii kinetycznej oraz mas powstających fragmentów. Punktem wyjścia jest propozycja metody zawarta w załączonej publikacji [1], którą postaramy się powtórzyć.

1.2 Zagadnienia do przygotowania

1. Prawo rozpadu promieniotwórczego, stała rozpadu, czas połowicznego zaniku.
2. Rozpady α jąder rodziny promieniotwórczej uranu.
3. Rozszczepienie
 - a) energia wiązania w modelu kropłowym,
 - b) warunki rozszczepialności jąder,
 - c) zależność energii potencjalnej rozszczepiającego się jądra od deformacji,
 - d) energia wiązania neutronu,
 - e) energia aktywacji,
 - f) energia wyzwolana w procesie rozszczepienia.
4. Źródło neutronów typu Pu-Be, spowalnianie neutronów

5. Detekcja cząstek naładowanych przy użyciu detektora półprzewodnikowego. Budowa i zasady działania elementów układu:
 - a) detektora krzemowego z barierą powierzchniową,
 - b) przedwzmacniacza ładunkowego,
 - c) wzmacniacza liniowego,
 - d) wielokanałowego analizatora amplitudy sygnałów,
 - e) energetyczna zdolność rozdzielcza układu.
6. Statystyka pomiarów
 - a) niepewność określenia liczby zliczeń,
 - b) niepewność określenia średniej energii cząstek.
7. Zapoznaj się z publikacją [1].

1.3 Wykonanie ćwiczenia



Rysunek 1: Schemat układu pomiarowego.

1. Zapoznanie się ze stanowiskiem pomiarowym: źródłem neutronów, źródłami kalibracyjnymi, detektorami, zasilaczami, analizatorem i programem komputerowym
2. Ustalenie warunków pracy układu:
 - a) optymalizacja napięcia polaryzującego detektor
 - b) optymalizacja parametrów układu akwizycji
 - c) kalibracja energetyczna za pomocą cząstek α oraz generatora impulsów.
3. Pomiar widma energetycznego fragmentów rozszczepienia ^{236}U

1.4 Analiza danych i raport

Kroki analizy danych

1. Wyznaczenie kalibracji detektora

2. Analiza niepewności statystycznej i systematycznej kalibracji
3. Analiza widma α , identyfikacja linii
4. Analiza widma fragmentów rozszczepienia, wyznaczenie mas fragmentów
5. Wyznaczenie strumienia neutronów termicznych w moderatorze
6. Porównanie osiągniętego wyniku z danymi literaturowymi i dyskusja

Raport z pracowni, jak każdy utwór, powinien być napisany poprawnym pod względem ortografii, interpunkcji i gramatyki językiem. Powinien układać się w logiczną całość i napisany tak, aby osoba, która wcześniej nie wykonywała ćwiczenia, potrafiła zrozumieć sens i cel zadania.

Oznacza to, że musi on zawierać wstęp, w którym pokrótce zostanie wprowadzona tematyka zadania, oraz przedstawiona metoda i cel badania. W głównej części, powinna być opisana procedura pomiarowa oraz sposób analizy danych. Niezwykle istotnym elementem są tu wykresy i schematy, które powinny posiadać czytelnie opisane osie, legendy i tym podobne elementy.

Nie jest konieczne szczegółowe przedstawianie każdego elementu układu pomiarowego, jeżeli jest to powszechna wiedza (podręcznikowa), ale należy wybrać kluczowe elementy, specyficzne dla danego eksperymentu lub najbardziej istotne z punktu widzenia wyniku, jego niepewności oraz weryfikowalności. Nie należy przepisywać informacji z instrukcji, ani wyprowadzeń wzorów (z wyjątkiem własnych). W podsumowaniu należy podkreślić osiągnięty wynik, jego zgodność lub nie z oczekiwaniami oraz zawrzeć wyciągnięte wnioski lub sugestie dotyczące metodologii, rezultatu czy innych aspektów.

1.5 Oszacowanie strumienia neutronów termicznych

Aby oszacować strumień neutronów termicznych wewnątrz moderatora przyjmujemy następujące założenia

- uśredniony przekrój czynny na rozszczepienie ^{235}U neutronami termicznymi wynosi $\sigma = 507 \text{ b}$,
- skład izotopowy tarczy to ^{234}U (1%), ^{235}U (10 %), ^{238}U (89%),
- grubość tarczy to $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, promień jest równy 5 mm
- detektor rejestruje cząstki emitowane z tarczy z wydajnością 32%.

2 Materiały do przygotowania

Informacje zawarte w tym rozdziale stanowią wstęp do zagadnień wymaganych na kolokwium wstępnym. Nie zawierają wszystkich potrzebnych wiadomości, które należy znaleźć w podanej literaturze. Tekst w ramach zawiera pytania, na które należy odpowiedzieć w ramach przygotowań do wykonania ćwiczenia.

2.1 Prawo rozpadu, model kropłowy, rozpad α , rozszczepienie

Literatura: [2]-1.21,2.32 lub [3]-4.3,5.2,6.1,7,11.5

Stała rozpadu Jeżeli dany stan jądrowy lub dany nuklid może ulec jakiegś spontanicznej przemianie (pozwalają na to zasada zachowania energii oraz inne zasady), to taki stan jest metastabilny. Zgodnie z mechaniką kwantową będzie charakteryzował się pewnym prawdopodobieństwem przejścia na jednostkę czasu λ . W przypadku gdy możliwy jest więcej niż jeden proces, całkowite prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu jest sumą prawdopodobieństw $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots$

Aktywność Jeżeli mamy próbkę N takich samych niestabilnych jąder, opisanych stałą rozpadu λ , to ich rozpad są niezależne od siebie, a na jednostkę czasu nastąpi ich

$$A = \lambda N. \quad (1)$$

Wielkość ta (A) ma nazwę aktywności i podawana jest w jednostce Becquerel ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad} / \text{s}$). Zauważ, że ilość emitowanego promieniowania nie jest tożsama z aktywnością, ponieważ dany akt rozpadu może być związany z emisją różnej liczby kwantów γ czy cząstek.

Prawo rozpadu promieniotwórczego Jeżeli w naszej próbce zawierającej dużą liczbę N jąder ulegają one tylko rozpadowi (nie powstają w żaden sposób), to zmiana liczby jąder w pewnym niewielkim odcinku czasu dt to

$$dN = -\lambda N dt.$$

Rozwiązując powstałe w ten sposób równanie różniczkowe otrzymamy prawo rozpadu promieniotwórczego

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

gdzie N_0 to liczba jąder w początkowym (dowolnym) momencie $t = 0$.

Jak zmienia się aktywność tej próbki w czasie?

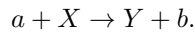
Średni czas życia i okres połowicznego zaniku Dla takiego rozkładu łatwo jest policzyć średni czas po jakim dane jądro ulegnie rozpadowi i otrzymać

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

W tablicach typowo podawaną wielkością jest okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$, czyli czas, po którym rozpadowi ulegnie połowa jąder w próbce. Wstawiając ten warunek do równania 2 otrzymamy czas równy

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2.$$

Produkcja jąder W wyprowadzeniu prawa rozpadu podaliśmy warunek, że dane jądra nie powstają w żaden sposób. Możemy zastanowić się, co się dzieje, jeżeli zrezygnujemy z tego ograniczenia. Wyobraźmy sobie sytuację, w której, w wyniku jakiejś reakcji powstają radioaktywne jądra Y o stałej rozpadu λ_Y , prawdopodobieństwo powstania jądra Y w reakcji $a + X$ opisuje przekrój czynny σ_Y , a strumień cząstek a , wywołujących tę reakcję to Φ



Dla uproszczenia uznamy, że liczba jąder wyjściowych N_X , jest na tyle duża, że możemy zaniedbać fakt ich ubywania w reakcjach i uznamy ją za stałą. Zmianę liczby jąder Y możemy opisać równaniem różniczkowym

$$\frac{dN_Y}{dt} = -\lambda_Y N_Y + \Phi \sigma_Y N_X,$$

gdzie pierwszy wyraz opisuje rozpad jąder, a drugi ich powstawanie w reakcji.

Rozwiązując to równanie otrzymamy

$$N_Y(t) = \frac{\Phi \sigma_Y N_X}{\lambda_Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}).$$

Łańcuch rozpadów Inną sytuacją jest łańcuch (szereg) rozpadów. Naturalnie występujące szeregi rozpadów promieniotwórczych związane są z długożyciowymi (rzędu miliardów lat) izotopami obecnymi na Ziemi od momentu jej powstania i zawierają wiele nuklidów. Wyobraźmy sobie prostszą sytuację, w której radioaktywny nuklid A po rozpadzie tworzy inny radioaktywny nuklid B i interesuje nas zmiana liczby jąder tego ostatniego. Opiszemy to następującymi równaniami

$$\begin{aligned} \frac{dN_A}{dt} &= -\lambda_A N_A \\ \frac{dN_B}{dt} &= \lambda_A N_A - \lambda_B N_B, \end{aligned}$$

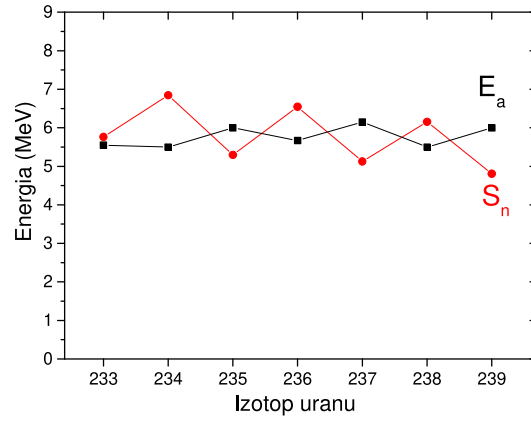
w przypadku dłuższych łańcuchów kolejne nuklidy można opisywać analogicznymi równaniami jak dla jąder B .

Jeżeli przyjmiemy początkową liczbę jąder N_A^0 , oraz $N_B^0 = 0$, oraz stałe rozpadu $\lambda_A \neq \lambda_B$ to rozwiązując powyższe równania otrzymamy

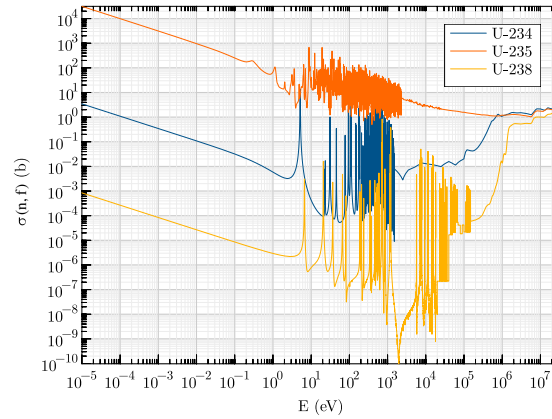
$$\begin{aligned} N_A(t) &= N_A^0 e^{-\lambda_A t} \\ N_B(t) &= N_A^0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}). \end{aligned}$$

Zauważ, że równanie 1 opisujące aktywność jest zawsze poprawne i właściwie opisuje liczbę rozpadów próbki zarówno w przypadku produkcji, jak i szeregu promieniotwórczego. W literaturze często znaleźć definicję aktywności jako $|dN/dt|$, co w powyższych sytuacjach jest nieprawdziwe, a ma zastosowanie jedynie w przypadku czystego rozpadu próbki.

3 Energia aktywacji, przekroje czynne dla izotopów uranu



Rysunek 2: Wartości energii aktywacji (E_a) i energii separacji neutronu (S_n) dla izotopów uranu.

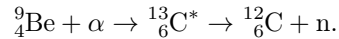


Rysunek 3: Przekrój czynny na rozszczepienie w reakcji wywołanej neutronami w funkcji energii neutronu dla jąder $^{234,235,238}\text{U}$.

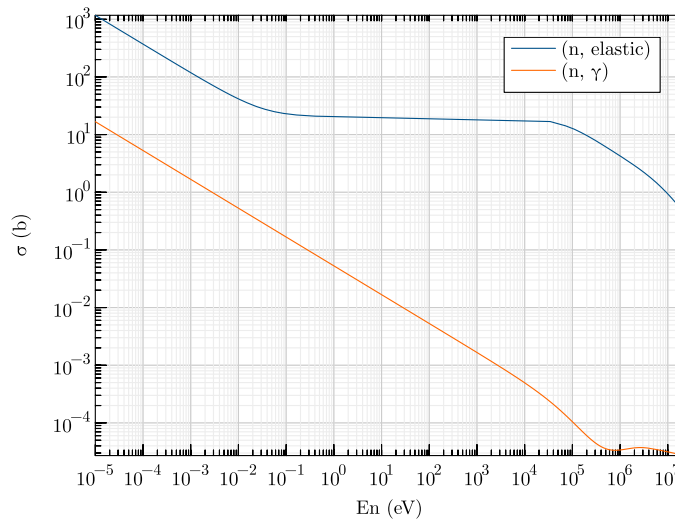
3.1 Źródło neutronów

Literatura: [2]-1.11, [4]-1.3 lub [5]-1.V

W źródle neutronów, wykorzystywanym na pracowni, zachodzi następująca reakcja, w której emitowane są neutrony



Źródło jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (w stosunku 1:13), gdzie izotop ${}^{239}\text{Pu}$ o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2} = 2.4 \times 10^4$ lat, jest źródłem cząstek alfa. Wydajność źródła wynosi 8.5×10^4 neutronów na sekundę na gram plutonu. Widmo energii emitowanych neutronów jest ciągłe i zawiera się w przedziale 0–10 MeV, a ich średnia energia kinetyczna to około 4 MeV. Źródło Pu-Be mające postać niewielkiej pastylki (około 3×3 cm) jest umieszczone w bloku parafiny ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) o kształcie walca ($80 \times 80 \times 70$ cm). Parafina pełni rolę moderatora spowalniającego neutrony do energii rzędu ułamka elektronowolta. Neutrony wytracają w niej swoją energię w zderzeniach elastycznych z jądrami wodoru i węgla. Po kilkunastu zderzeniach neutrony o energii początkowej rzędu MeV osiągają energię porównywalną z energią kinetyczną ruchu termicznego atomów moderatora $E \approx kT = 25$ meV dla $T = 300$ K. Takie neutrony nazywamy neutronami termicznymi.

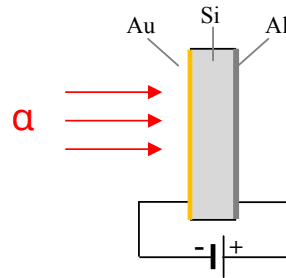


Rysunek 4: Zależność przekroju czynnego dla wodoru (${}^1\text{H}$) na rozproszenie elastyczne ($\text{n} + \text{p} \rightarrow \text{n} + \text{p}$), oraz na wychwyt neutronu ($\text{n} + \text{p} \rightarrow \text{d} + \gamma$).

Dlaczego w charakterze moderatora została użyta parafina? Jakie inne materiały można by użyć w tym celu? Dlaczego chcemy spowolnić neutrony?

3.2 Detektory półprzewodnikowe

Literatura: [2]-1.13, [4]-1.3 lub [5]-11.I,11.IV.B,11.VI.A,B

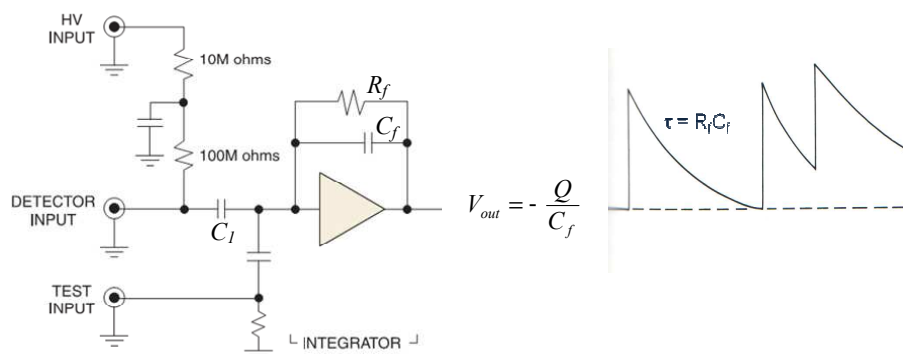


Rysunek 5: Schemat budowy detektora krzemowego z barierą powierzchniową. Złącze Au-Si zostało spolaryzowane w kierunku zaporowym.

Detektor krzemowy z barierą powierzchniową W doświadczeniu do rejestracji cząstek alfa wykorzystywany jest półprzewodnikowy detektor krzemowy z barierą powierzchniową. Rysunek 5 przedstawia schemat budowy takiego detektora. Z jednej strony cienkiej (typowo 50-1000 μm) płytki krzemu typu n napylona jest bardzo cienka (≈ 100 nm) warstwa złota, z drugiej warstwa aluminium. Połączenie Si-Al tworzy złącze omowe czyli złącze, które przewodzi prąd niezależnie od kierunku jego przepływu i zapewnia kontakt elektryczny z półprzewodnikiem. Połączenie Au-Si jest złączem prostowniczym, które przewodzi prąd tylko w jednym kierunku. Po połączeniu Au z krzemem typu n , swobodne elektrony z Si dyfundują do obszaru złota, co prowadzi do powstania dodatnio naładowanej warstwy na powierzchni Si i ujemnie naładowanej warstwy na powierzchni Au. Obszar ten jest obszarem zubożonym w nośniki prądu elektrycznego. Po spolaryzowaniu złącza w kierunku zaporowym, obszar zubożony w nośniki prądu rozszerza się wypełniając całą objętość półprzewodnika. Pod nieobecność promieniowania jonizującego przez układ nie płynie prąd, ponieważ nie ma jego nośników (swobodnych elektronów lub dziur). Promieniowanie jonizujące przechodzące przez obszar złącza Au-Si powoduje jonizację atomów ośrodka i prowadzi do powstania swobodnych dziur i elektronów - w obwodzie może płynąć prąd i pojawia się impuls o amplitudzie proporcjonalnej do energii zdeponowanej w obszarze złącza. W przypadku krzemu średnia energia potrzebna na wytworzenie pary elektron - dziura wynosi 3.62 eV co oznacza, że np. cząstka alfa o energii 5 MeV tracąc swoją energię w obszarze złącza wytwarza ok. 1.6×10^6 par cząstka-dziura.

Przedwzmacniacz Przedwzmacniacz jest zwykle pierwszym elementem elektronicznym, do którego jest kierowany sygnał z detektora (rysunek 6) i jest umieszczony tuż przy objętości aktywnej. Głównym elementem tego układu jest wzmacniacz całkujący (integrator), który całkuje ładunek wytworzony w detektorze przez rejestrowaną cząstkę jonizującą i daje impuls napięciowy o amplitudzie $V_{out} = Q/C_f$, gdzie C_f to pojemność kondensatora w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza całkującego. Ważną cechą przedwzmacniaczy ładunkowych jest niezależność wzmocnienia od pojemności detektora.

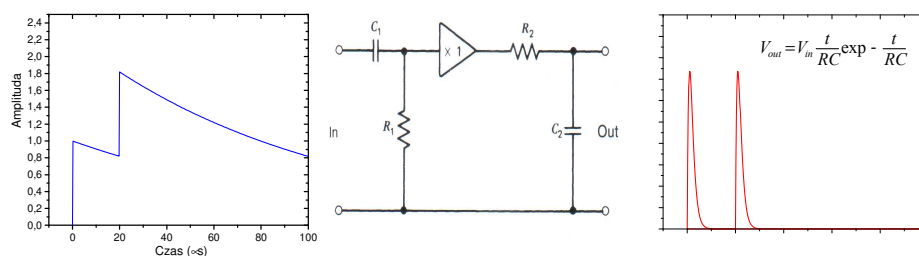
Konstrukcja przedwzmacniacza umożliwia podłączenie napięcia polaryzującego detektor (HV). Kondensator C_1 zapewnia sprzężenie zmiennoprądowe (odcięcie stałego napięcia) pomiędzy detektorem i integratorem.



Rysunek 6: Schemat przedwzmacniacza ładunkowego oraz kształt sygnału wyjściowego w przypadku rejestracji trzech cząstek.

Wzmacniacz Wzmacniacz liniowy umożliwia wzmocnienie sygnałów z przedwzmacniacza do amplitudy wymaganej przez następny element układu, czyli wielokanałowy analizator amplitudy. Innym ważnym zadaniem wzmacniacza jest odpowiednie kształtowanie sygnału, eliminowanie efektu nakładania się impulsów oraz filtrowanie wolno i szybkozmiennych szumów obecnych w sygnale z przedwzmacniacza. Funkcje te są najczęściej realizowane poprzez wzmacniacz różniczkująco-całkujący. Uproszczony schemat jest przedstawiony na rysunku 7. Kondensator C_1 i opornik R_1 tworzą układ różniczkujący z przedwzmacniacza, opornik R_2 i kondensator C_2 - układ całkujący. Wtórnik emiterowy o wzmocnieniu równym 1 separuje stopnie różniczkujący i całkujący wzmacniacza.

Wzmacniacz spektroskopowy powinien charakteryzować się wysoką stabilnością i liniowością wzmocnienia, czyli liniową zależnością amplitudy sygnału wyjściowego od amplitudy sygnału wejściowego.



Rysunek 7: Schemat budowy i działanie wzmacniacza CR-RC i przykładowe sygnały wejściowe z przedwzmacniacza oraz wyjściowy.

Wielokanałowy analizator amplitudy Wielokanałowy analizator amplitudy jest zbudowany z trzech modułów. Są to kolejno:

1. Przetwornik analogowo-cyfrowy (Analog to Digital Converter - ADC), który dokonuje pomiaru amplitudy sygnału i zwraca wynik w postaci cyfrowej. W wielokanałowych analizatorach amplitudy wykorzystuje się ADC wykrywające maksimum impulsu (peak sensing ADC)
2. Układ histogramujący, który zapamiętuje wyniki pomiarów amplitud kolejnych sygnałów i tworzy z nich histogram, czyli strukturę danych przechowującą liczbę zarejestrowanych sygnałów o określonych (dyskretnych) przedziałach amplitudy. Kolejne przedziały histogramu nazywane są kanałami, a cały histogram tworzy widmo.
3. Interfejs użytkownika umożliwiający sterowanie układem pomiarowych (np. start, stop, serie pomiarowe itp.) oraz wykonywanie podstawowych operacji na histogramach (np. zapisywanie danych, znajdowanie linii, kalibrację detektora).

3.3 Własności spektrometrów

Detektory typu spektrometrycznego posiadają szereg własności, których określenie pozwala porównywać je między sobą, oraz wyznaczać fizyczne cechy źródła emitującego promieniowanie.

Energetyczna zdolność rozdzielcza Określa minimalną odległość pomiędzy dwoma liniami promieniowania γ jakie można rozdzielić. Odległość ta jest równa szerokości połówkowej linii. Ponieważ energetyczna zdolność rozdzielcza zmienia się wraz z energią, do celów porównawczych, dla detektorów promieniowania γ przyjęto wyznaczanie stosunku szerokości połówkowej do energii dla linii 662 keV (emitowanej przez izotop ^{137}Cs) i wyrażanie jej w procentach. Dla spektrometrów α lub β stosowane są inne wzorce.

Wydaźność detektora Wydaźność detektora to liczba zarejestrowanych kwantów γ w stosunku do wszystkich wyemitowanych przez źródło. Składają się na nią dwa czynniki, geometryczny - określający szansę, że promieniowanie padnie na detektor, zależny od położenia i rozmiaru detektora, oraz wydaźność wewnętrzna - prawdopodobieństwo rejestracji pełnej energii dla kwantu padającego na detektor. Korzystając ze źródła o znanej aktywności możemy wyznaczyć wydaźność detektora dla różnych energii kwantów γ . Zmieniając odległość źródła kalibracyjnego od detektora można znaleźć jego wydaźność wewnętrzną.

Kalibracja energetyczna Układ elektroniczny podłączony do detektora mierzy pewne wielkości (ładunek elektryczny), które następnie są digitalizowane, czyli jest im przypisywany numer kanału w analizatorze. Kalibracja energetyczna pozwala zinterpretować numer kanału jako poszukiwaną wielkość fizyczną, czyli energię promieniowania γ . W najprostszym przypadku jest to zależność liniowa, czyli energię E otrzymujemy ze wzoru

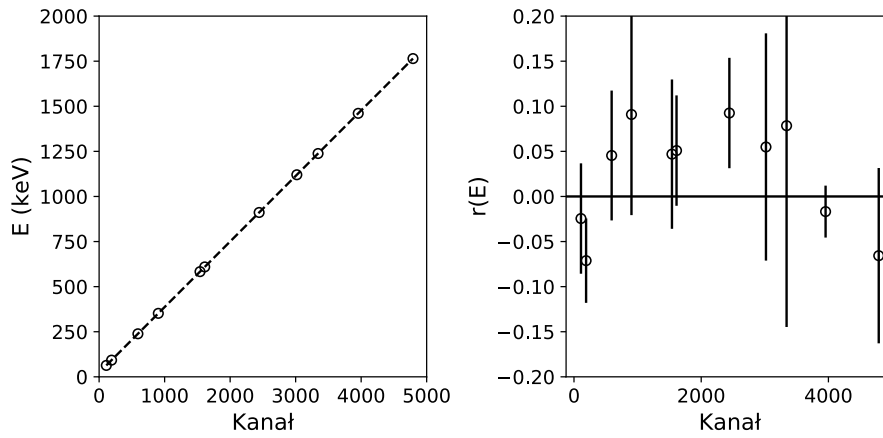
$$E = a_0 + a_1x$$

gdzie x to numer kanału. Współczynniki a_0, a_1 znajdujemy mierząc położenie znanych linii ze źródeł kalibracyjnych, a następnie dopasowując funkcję $E(x)$.

W celu sprawdzenia jakości naszego dopasowania można wykonać rysunek rozbieżności wyników kalibracji od położenia linii w funkcji energii (tzw. residua)

$$r(E) = E_\gamma - E(x_\gamma),$$

gdzie x_γ to numer kanału odpowiadający środkowi linii o energii E_γ . W takim przedstawieniu można na przykład znaleźć regularne odchylenia świadczące o występowaniu w kalibracji wyrazów wyższego rzędu. Wykres przedstawiający położenie linii w funkcji energii zwykle nie pozwala na dokładną ocenę jakości dopasowania, ponieważ odchylenia są niewielkie i trudne do oceny w całej skali energii (rysunek 8).



Rysunek 8: Przykład wyniku kalibracji układu pomiarowego, po lewej stronie energia w funkcji kanału, po prawej różnica pomiędzy wynikiem kalibracji, a rzeczywistymi energiami przejść.

3.4 Zagadnienia statystyczne

[2]-1.17 lub [5]-3, [8] lub [9]

Rozpad promieniotwórczy jest zjawiskiem, którego natura jest statystyczna. Nie można między innymi przewidzieć momentu zajścia spontanicznego rozpadu, ani kierunku emisji cząstek, które wynikają z kwantowej natury zjawiska. Oznacza to, że mierzone wielkości posiadają pewien rozkład statystyczny niezależnie od precyzji detektorów. Wszelkie procesy, które służą nam do detekcji promieniotwórczości mają podobną naturę. Przykładowo czas życia jądra jest opisany rozkładem eksponencjalnym z charakterystyczną stałą rozpadu (prawdopodobieństwem zajścia na jednostkę czasu). Czas dryfu elektronów do elektrody również jest opisany podobnym rozkładem. Wszelkie procesy wprowadzają zatem do obserwowanych wielkości swoje rozkłady statystyczne, a ostateczny wynik zależy od złożenia wszystkich występujących losowych zdarzeń.

Liczba zdarzeń Załóżmy, że mierzymy promieniowanie emitowane ze źródła o okresie połowicznego zaniku znacząco dłuższym od okresu pomiaru (np. okres połowicznego zaniku ^{60}Co to 5.27 roku, a pomiar trwa 5 minut). Można wtedy przyjąć, że aktywność źródła jest stała podczas pomiaru. Nie oznacza to, że powinniśmy za każdym razem oczekiwać tej samej liczby zdarzeń rejestrowanych w detektorze. Będzie ona bowiem zależeć od kilku losowych czynników. Promieniowanie jest emitowane w losowym kierunku, więc istnieje tylko pewne prawdopodobieństwo, że będzie skierowane w stronę detektora. Padające na detektor kwanty mogą, z pewnym prawdopodobieństwem ulec opisanym wcześniej procesom i być lub nie zarejestrowane. Te czynniki są niewielkie i stałe, stąd liczba zarejestrowanych cząstek n jest opisana rozkładem Poissona

$$P(n) = \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!}.$$

Rozkład tego typu jest opisany pewną średnią liczbą oczekiwanych zdarzeń μ , a odchylenie standardowe obserwowanej liczby zdarzeń $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Rejestrowana energia Jeżeli kwant γ padnie na detektor i zostanie całkowicie zaabsorbowany, spodziewamy się, że detektor powinien zmierzyć jego pełną energię. Jednak proces rejestracji zawiera kilka pośrednich etapów - kwant musi przekazać swoją energię elektronowi w procesie fotoelektrycznym, wybity elektron powoduje kolejne akty jonizacji i powstanie par elektron-dziura. Liczba tych ekscytacji, ze względu na pewną gęstość stanów w pasmie przewodzenia, nie musi być ściśle określona i podlega statystycznym fluktuacjom. Każdy kolejny proces taki jak powstawanie fotonów w detektorach scyntylacyjnych lub dryf ładunku w detektorach półprzewodnikowych, a następnie przepływ sygnału przez elementy układu elektronicznego, wprowadza następne niewielkie losowe modyfikacje do ostatecznego rezultatu pomiaru. Suma tych wszystkich drobnych, ale licznych czynników losowych, zgodnie z centralnym twierdzeniem granicznym, powoduje, że ostateczna odpowiedź układu na kwant γ o bardzo dobrze ustalonej energii jest opisana rozkładem normalnym (Gausa)

$$P(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{(E - \mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

gdzie A to pole powierzchni pod krzywą (interpretowane jako liczba zarejestrowanych kwantów), μ to średnia obserwowana energia, a σ to odchylenie standardowe.

Niepewność pomiaru Niepewność wyniku składa się z dwóch podstawowych części - niepewności statystycznej oraz systematycznej. Wyobraźmy sobie, że mierzymy linijką długość stołu. Powtarzamy pomiar wielokrotnie, aby mieć pewność, że dostaniemy dokładny wynik. Spodziewamy się, że niewielkie różnice pochodzące od wielu czynników (np. kąt ułożenia linijki, kąt odczytu wartości, drżenie ręki itp.) spowodują rozkład normalny wyników. Najlepszą oceną długości stołu będzie średnia z otrzymanych poszczególnych prób, a parametr σ rozkładu ocenimy na podstawie średniego odchylenia standardowego. Nie należy jednak tej wielkości utożsamiać z niepewnością pomiaru długości. Taki wynik osiągniemy w pojedynczym pomiarze. Wykonując serię pomiarów i opisując uzyskany rozkład krzywą Gaussa jesteśmy w stanie określić położenie

środku rozkładu (naszą najlepszą ocenę mierzonej wielkości) ze znacznie większą dokładnością, wynikającą z dokładności dopasowania. Zachodzi podobna zależność jak pomiędzy odchyleniem standardowym pojedynczego pomiaru z pewnej populacji

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2,$$

a odchyleniem standardowym średniej dla próbkę z tej samej populacji

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2.$$

W ten sposób powtarzając pomiary możemy ograniczyć wpływ statystycznego rozrzutu wyników. Ale nic to nam nie da, jeżeli nasza linijka będzie nieco krzywa lub źle wyskalowana, albo jej długość będzie zbyt mała. Ten element niepewności to niepewność systematyczna pomiaru, którą również należy zmierzyć lub ocenić (np. poprzez odpowiednią kalibrację przyrządów).

3.5 Obliczenie rozkładu mas powstałych w procesie rozszczepienia fragmentów strumienia neutronów

Na podstawie zmierzonego widma energetycznego fragmentów rozszczepienia można wyznaczyć masy fragmentów. Z dobrym przybliżeniem można zaniedbać pierwotny pęd jądra ^{235}U oraz pęd neutronu. Jeżeli założymy, że suma pędów neutronów natychmiastowych równa jest zeru, wówczas możemy zapisać równanie zachowania pędu

$$M_H V_H = M_L V_L.$$

Chociaż energie fragmentów mogą wydawać się duże, nie należy zapominać, że są to masywne obiekty i ich prędkości są rzędu 10^3 km/s co odpowiada wartości $\beta \approx 0.03$. Można więc uważać, że mamy do czynienia z ruchem nierelatywistycznym. Łatwo otrzymujemy następującą zależność

$$M_L E_L = M_H E_H.$$

Ponieważ znamy masę rozszczepiającego się jądra, oraz średnią liczbę wyemitowanych neutronów (przyjmujemy wartość $\nu = 2.4$), więc dodatkowo wiemy, że

$$M_L + M_H = 233.6$$

Powyższe zależności wraz z wyznaczonymi najbardziej prawdopodobnymi wartościami energii fragmentów pozwalają wyznaczyć najbardziej prawdopodobny stosunek mas fragmentów R oraz masy lekkiego $\bar{M}_L$ i ciężkiego fragmentu $\bar{M}_H$.

$$R = \frac{\bar{M}_H}{\bar{M}_L} = \frac{\bar{E}_L}{\bar{E}_H}$$

Literatura

- [1] W. R. French Jr. and R. L. Bunting, American Journal of Physics 37 (1969) 637

- [2] A. Strzałkowski, "Wstęp do fizyki jądra atomowego", wyd. III, PWN 1978
- [3] C. A. Bertulani, "Nuclear Physics in a Nutshell", Princeton University Press 2007
- [4] A. Hryniewicz "Człowiek i promieniowanie jonizujące", PWN 2001
- [5] G. Knoll "Radiation detection and measurement", wyd. III lub IV, J. Wiley and sons
- [6] C. Leroy, P.-G. Rancoita "Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection", wyd. II, 2009
- [7] C. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" wyd. II, Springer 1994
- [8] R. Nowak "Statystyka dla fizyków", PWN 2002
- [9] S. Brandt "Data analysis", wyd. IV, Springer 2014
- [10] Chart of Nuclides, www.nndc.bnl.gov/nudat3/